



Figure 15.1
L'accélérateur circulaire du LEP au Cern à Genève a permis l'étude des propriétés de particules élémentaires de très haute énergie.
© Cern.

Propriétés physiques des rayonnements ionisants

Dans le domaine de la santé, les rayonnements ionisants sont d'abord une source d'énergie susceptible d'altérer des liaisons covalentes, donc de dénaturer des protéines.

En ce sens, tout ceux qui s'intéressent à la vie se doivent d'avoir une idée assez précise du risque qu'ils représentent, mais aussi des possibilités thérapeutiques qu'ils offrent.

De plus, sous forme de photons, ces rayonnements sont capables de traverser les tissus biologiques en fonction essentiellement de leur densité. Ils constituent ainsi une sonde permettant de visualiser in vivo les structures internes d'un sujet.

L'étude de la production, des propriétés physiques et des interactions des rayonnements ionisants avec les tissus humains est donc un prérequis indispensable à l'interprétation des images médicales qu'ils permettent d'obtenir, ainsi qu'à la compréhension de l'origine de leurs effets biologiques.

15-1 Éléments de radioactivité

Il n'y a probablement pas de hasard à ce que la découverte de la radioactivité naturelle en 1896, par Henri Becquerel, survienne moins d'un an après celle des rayons X par Wilhelm Conrad Röntgen. C'est en effet lors d'étude de rayonnements d'électrons au sein de tubes cathodiques que ce dernier avait pu mettre en évidence l'existence de ce rayonnement X capable de traverser un organisme humain en s'y atténuant de façon sélective, puis d'impressionner une plaque photographique.

Or, les parois des tubes cathodiques producteurs de rayons X présentaient eux aussi une fluorescence qui intriguait beaucoup les chercheurs de l'époque. Certains d'entre eux, dont Henri Poincaré, se demandaient en effet si toute fluorescence n'était pas à l'origine des rayons que Wilhelm Röntgen venait de découvrir. Henri Becquerel s'attaqua à ce problème en exposant au soleil des sels d'uranium, afin de les rendre fluorescents, puis en constatant que ces sels, comme les rayons X, étaient capables de traverser un écran noir pour impressionner une plaque photographique. Un jour où l'ensoleillement faisait défaut, Becquerel eut la bizarre curiosité de développer quand même les films restés au contact

des sels d'uranium. Il constata qu'ils étaient tout autant impressionnés, et que donc la fluorescence n'était en rien responsable des ces nouveaux rayonnements appelés rayons uraniques.

Marie Curie mit très vite en évidence que ce rayonnement était spécifique à certains atomes comme l'uranium, le polonium ou le radium qu'elle découvrit en 1898. Dès 1899, Ernest Rutherford distingua dans les rayons uraniques une composante moins pénétrante que l'autre. Il nomma α la première et β la seconde. En 1900, Paul Ulrich Villard découvrit, toujours à partir de radium, d'autres rayonnements beaucoup plus pénétrants que les précédents, qu'il nommera γ .

L'identification exacte de ces divers rayonnements radioactifs sera faite dans les années suivantes, mais la nature exacte de la production de

ces rayonnements et l'origine de leur énergie restaient pour le moins obscures. On évoquait par exemple, au début du xx^e siècle, l'hypothèse d'ondes d'énergie parcourant l'espace et pouvant être captées par les corps radioactifs... La découverte de la structure de l'atome et du noyau, ainsi que les progrès technologiques dans la détection des rayonnements radioactifs, permit de comprendre, puis de prouver expérimentalement à partir de 1919 que ceux-ci étaient dus à des transmutations nucléaires. En 1923, pour la première fois, Patrick Maynard Blackett réalisait le rêve des alchimistes en transmutant de l'azote en oxygène, au moyen d'un bombardement du premier par des particules α .

Les désintégrations radioactives

Les *mutations radioactives* sont des transformations d'un noyau atomique A_ZX appelé père en un noyau ${}^A_Z'X'$ appelé fils, de moindre masse. Elles s'accompagnent de l'émission d'une ou de plusieurs particules élémentaires, ou d'associations de particules élémentaires. Elles concernent les isotopes présentant un déséquilibre entre le nombre de protons et de neutrons, ceux de numéro atomique élevé ($Z \geq 83$) ou ceux dont les nucléons sont dans un état énergétique supérieur à l'état fondamental. Les éléments naturels totalisent près de 300 isotopes dont 50 environ sont radioactifs. Les noyaux artificiels sont près d'un millier, tous radioactifs. Plus de 40 sont d'utilisation courante en médecine nucléaire.

Propriétés physiques des rayonnements ionisants

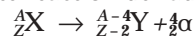
L'hypothèse d'invariance des lois de la physique conduit aux lois de conservation, vérifiées en particulier dans toute transformation radioactive. Parmi les grandeurs conservées lors d'une telle transformation, nous retiendrons la charge, l'énergie et la quantité de mouvement. Par conséquent, une mutation ne sera possible que si l'énergie (c'est-à-dire la masse au repos suivant $E = m_0 c^2$) du noyau père est supérieure à la somme de l'énergie du noyau fils, de l'énergie des particules émises et éventuellement des énergies de liaison. La différence entre les deux grandeurs est appelée énergie disponible pour la réaction, elle se note E_d .

Nous classerons les différents types de radioactivité utilisés en médecine en fonction de l'interaction fondamentale (forte, faible ou électromagnétique) mise en jeu dans la transmutation nucléaire. Les processus radioactifs sans application médicale (émission de protons ou de neutrons par exemple) ne seront pas analysés ici. Dans toute la suite de ce chapitre, nous noterons \mathcal{M} la masse atomique et M la masse nucléaire : $\mathcal{M}({}^A_Z X) = M({}^A_Z X) + Z m_e$, où m_e est la masse de l'électron.

► Paragraphe 13.1.2c

15-1-1 La radioactivité par interaction forte

Individualisée au sein des rayons uraniques par Ernest Rutherford dès 1899, la radioactivité par interaction forte fut interprétée en 1909 par ce dernier et par Thomas Royds comme l'émission d'une particule composée de deux protons et de deux neutrons, identique au noyau d'hélium et appelée particule α . Cette réaction de *radioactivité* s'écrit :



L'énergie disponible pour la réaction, E_d , correspond à la différence de masse nucléaire M entre le noyau père X d'une part et le noyau fils Y accompagné de la particule α d'autre part :

$$E_d = M(X) c^2 - [M(Y) + M(\alpha)] c^2 = \mathcal{M}(X) c^2 - [\mathcal{M}(Y) + \mathcal{M}(\alpha)] c^2$$

Compte tenu des valeurs numériques des masses nucléaires, la condition $E_d > 0$ conduit à $A > 140$, ce qui montre que la radioactivité α ne concerne que des noyaux relativement lourds.

En pratique, sauf exception, les noyaux de nombre de masse $A < 208$ se désintègrent trop lentement pour qu'une radioactivité α soit expérimentalement observable.

L'énergie disponible E_d se partage entre l'énergie cinétique de recul (E_Y) du noyau fils et l'énergie cinétique (E_α) de la particule α : $E_d = E_Y + E_\alpha$. La loi de conservation de la quantité de mouvement lors de la réaction permet d'exprimer E_Y en fonction de E_α :

$$\begin{aligned} M(\alpha) v(\alpha) &= M(Y) v(Y) \Rightarrow \frac{1}{2} M^2(\alpha) v^2(\alpha) = \frac{1}{2} M^2(Y) v^2(Y) \\ &\Rightarrow E_Y = \frac{M(\alpha)}{M(Y)} E_\alpha \end{aligned}$$

L'énergie de la particule α est donc : $E_\alpha = \frac{M(Y)}{M(Y) + M(\alpha)} E_d$.

Le spectre de rayonnement α est donc constitué d'une raie unique dont l'énergie est à peine inférieure à l'énergie disponible. En pratique, l'énergie des particules α émises s'échelonne entre 4 et 9 MeV.

Un peu plus complexe en fait...

Dans les années 1928 et 1929, les physiciens furent amenés à admettre que le processus α était un peu plus compliqué que ce que nous avons énoncé ici. D'une part, il fallut expliquer comment une particule α de 4 MeV d'énergie pouvait échapper à un potentiel nucléaire attractif (lorsque l'on prend en compte la somme des potentiels liés aux interactions forte et électromagnétique), alors que des faisceaux α de 8 MeV étaient incapables de pénétrer dans les noyaux (cette barrière de potentiel est de l'ordre de 30 MeV pour les noyaux émetteurs α). L'explication qu'en donnèrent George Gamow, Edmund Gurney et Edward Condon est purement quantique et fait appel à un phénomène appelé *effet tunnel* : celui-ci confère aux particules α une probabilité faible mais non nulle de pouvoir traverser la barrière de potentiel nucléaire. D'autre part, la raie unique que nous avons décrite pour le processus de mutation α suppose que le noyau fils soit dans son état énergétique fondamental après la réaction. En pratique, ce n'est pas toujours le cas et on a pu montrer que le spectre est constitué de nombreuses raies très voisines les unes des autres. Ce phénomène est connu sous le nom de structure fine. L'hypothèse d'un noyau père émettant une particule α tout en étant hors de son état fondamental est possible, mais bien moins probable du fait de la fugacité de tels états (phénomène appelé long parcours). En première approximation, ces aspects seront négligés dans la suite du chapitre, notamment lors de l'étude des interactions entre particules α et matière vivante.

Ce type de radioactivité α n'est pas utilisé actuellement en médecine dans des conditions de routine clinique. Toutefois, il est un facteur important de l'irradiation naturelle par le radon et des applications thérapeutiques sont envisagées avec prudence.

15-1-2 La radioactivité par interaction faible

Ces mutations conduisent à la transformation d'un proton en un neutron ou d'un neutron en un proton. Elles laissent donc le nombre de masse A inchangé et sont pour cela appelées *isobariques*. Elles s'accompagnent de l'émission d'un électron (radioactivité β^-), d'un positon (radioactivité β^+) ou de la capture par le noyau d'un électron atomique. La découverte et la prise en compte théorique de la radioactivité β ont permis de mettre en évidence l'existence de l'interaction faible.

a) La radioactivité β^-

La radioactivité β^- fut individualisée au sein des rayons uraniques par Ernest Rutherford en 1899, en même temps que le rayonnement α . Peu après, elle fut reconnue par Marie et Pierre Curie comme un rayonnement d'électrons. À la lumière de ce que l'on savait du rayonnement α , les physiciens s'attendaient à observer un spectre de raies pour les électrons émis. Or, les expériences de William Wilson, Joseph Gray et James Chadwick en 1914 montrèrent que le $^{210}_{83}\text{Bi}$ émettait un rayonne-

Propriétés physiques des rayonnements ionisants

ment d'électrons qui présentait un spectre continu. Ce résultat laissa les physiciens perplexes pendant près de 20 ans.

En 1934, Enrico Fermi reprend l'idée de Wolfgang Pauli (cf. encadré) et élabore une première théorie de la mutation β^- dans laquelle l'électron est émis en compagnie d'une antiparticule $\bar{\nu}$ de ce qu'il appellera un *neutrino* ν :



Ce type de radioactivité concerne donc les noyaux riches en neutrons relativement au nombre de protons.

Les lois de conservation permettent de déduire certaines des propriétés du neutrino ν et de son antiparticule $\bar{\nu}$. La conservation de la masse conduit à lui associer une masse très faible (inférieure à 60 eV). La conservation de la charge électrique montre que celle du neutrino (comme celle de l'antineutrino) est nulle. Enfin, les expériences de calorimétrie de Charles Ellis et William Wooster montrent que cette particule n'interagit pratiquement pas avec la matière, ce qui est cohérent d'une part avec son absence de masse mesurable et de charge, et d'autre part avec le fait qu'elle ne soit pas détectée dans les expériences de mutation β^- .

L'énergie disponible E_d au cours d'une réaction de mutation β^- est donc partagée entre l'électron et l'antineutrino. Elle s'écrit, en notant m_e la masse d'un électron :

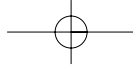
$$E_d = \{M(X) c^2 - [M(Y) + m_e] c^2\} = [M(X) - M(Y)] c^2$$

Les probabilités des transitions β^- sont faibles (par rapport aux transitions γ). On peut montrer que cela implique que l'interaction responsable de la radioactivité β^- est beaucoup moins intense que l'interaction électromagnétique responsable de l'émission γ . Ceci explique le qualificatif de faible donné à l'interaction responsable de la radioactivité β^- . Une théorie permettant d'unifier les interactions électromagnétique et faible a été élaborée dans les années 1960 par Sheldon Glashow, Steven Weinberg et Abdus Salam, puis confirmée expérimentalement au Cern en 1983 par Carlo Rubbia et Simon Van der Meer qui observeront les bosons Z et W.

Les applications médicales de la radioactivité β^- concernent la radiothérapie vectorisée. Cette technique consiste à administrer à un patient un radionucléide émetteur β^- constitué d'un atome ou fixé sur une molécule dont le métabolisme est aussi spécifique que possible d'une anomalie tumorale ou pathologique que l'on souhaite traiter.

Sur la piste des neutrinos

En 1933, Charles Ellis et Nevill Mott montrèrent que l'énergie disponible E_d dans une réaction de mutation β^- correspondait (à peu de chose près) à l'énergie maximale de ce spectre continu. Pour tous les électrons émis avec une énergie E plus faible, il fallait expliquer ce qu'il advenait de la différence $E' = E_d - E$. On tenta d'abord d'expliquer cette perte d'énergie par un ralentissement hétérogène des électrons au sein même de l'émetteur β^- (Lise Meitner, 1922), mais cette hypothèse fut réfutée par des expériences de calorimétrie qui mesurèrent l'énergie moyenne du spectre et non l'énergie maximale attendue (Charles Ellis et William Wooster, 1927). En 1931, dans une lettre pleine d'humour adressée aux physiciens Hans Geiger et Lise Meitner, Wolfgang Pauli émettait l'hypothèse selon laquelle l'électron serait émis en compagnie d'une particule non détectée qui partagerait avec ce dernier, sous forme d'énergie cinétique, l'énergie disponible de la mutation.



b) La radioactivité β^+

L'histoire de la découverte de la *radioactivité* β^+ se confond avec celle de la radioactivité artificielle. Au début des années 1930, les physiciens Walther Bothe et Herbert Becker avaient observé l'émission d'une particule de charge nulle par du béryllium lorsque celui-ci était bombardé par le rayonnement α du polonium. Cette particule sera identifiée en tant que neutron en 1932 par James Chadwick.

Reprenant ces expériences avec de l'aluminium à la place du béryllium, Irène et Frédéric Joliot-Curie constatent en 1933 que lorsque la source de rayonnement α est supprimée, la cible préalablement irradiée cesse d'émettre des neutrons mais continue d'émettre des particules dont la masse est celle des électrons mais dont la charge est positive.

Un électron à la mer

Comme pour toute particule élémentaire, la physique de l'électron relève de la mécanique quantique. De masse très faible, les électrons sont de plus très souvent animés de vitesses proches de celle de la lumière, si bien qu'un traitement relativiste de leur comportement est nécessaire.

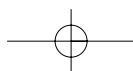
Paul Dirac, dès la fin des années 1920, tenta de rendre compatible relativité restreinte et mécanique quantique dans le cadre d'une théorie quantique relativiste de l'électron. Il fut ainsi amené à généraliser l'équation de Schrödinger de manière à prendre en compte le fait, qu'en théorie de la relativité restreinte, l'énergie E d'une particule de masse m et de quantité de mouvement p s'écrit : $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$. En théorie, cela laisse donc supposer qu'une telle particule peut présenter deux états possibles d'énergies $E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$.

Les électrons présentant, à l'état fondamental, un niveau d'énergie minimal, tous devraient avoir une énergie négative, ce que l'on n'observe pas dans la nature. Le génie de Paul Dirac fut de poursuivre ce raisonnement. S'appuyant sur le principe d'exclusion de Pauli qui interdit aux particules de spin 1/2 d'occuper le même état énergétique, il supposa que tous les états d'énergie négative étaient occupés par des électrons, constituant ainsi ce qu'il appela une « mer » dans laquelle les électrons restants, d'énergie positive, ne pouvaient pas tomber en raison du principe d'exclusion.

Lorsqu'un photon d'énergie $E' = h\nu > E$ est absorbé par un électron d'énergie $-E$, l'électron passe à un niveau énergétique positif $E' - E$, laissant sur la case quantique quittée un trou. Cette absence d'électron sur un niveau d'énergie négative est interprétée par Paul Dirac comme la présence d'une particule de charge et d'énergie positives. Après quelques hésitations, Dirac reconnaitra dans cette particule l'antiparticule de l'électron, nommée positon (*positron* en anglais). Ce phénomène correspond donc à la matérialisation d'un photon en une paire électron-positon.

De même, lorsqu'un électron d'énergie positive E va occuper une case quantique libre d'énergie $-E'$, il cède à l'environnement de l'énergie sous forme de photons d'énergie $h\nu' = E + E'$. Il s'agit alors d'une réaction d'annihilation d'une paire électron-positon en photons.

Près de 20 ans plus tard, Richard Feynman proposera une autre interprétation de la notion d'antiparticule, en imaginant que ces particules parcourent la flèche du temps en sens inverse des autres particules. Cette interprétation, qui est à la base du formalisme de l'électrodynamique quantique, évite de faire appel à une hypothétique « mer » d'états négatifs que l'on n'a jamais pu observer.



Propriétés physiques des rayonnements ionisants

Ils constatent ainsi que le bombardement de l'aluminium 27 par des particules α provoque l'émission d'un neutron, mais aussi la transmutation de l'aluminium en phosphore 30, un isotope radioactif obtenu artificiellement. Dans les minutes qui suivent son apparition, cet isotope 30 du phosphore se transforme en silicium 30 en émettant un positon, l'antiparticule de l'électron.

Cette particule avait déjà été observée en 1932 par Carl David Anderson dans le rayonnement cosmique, confirmant là une existence supposée dès 1929 par Paul Dirac dans sa théorie quantique relativiste de l'électron. Le compte rendu à l'Académie des sciences que publient Irène et Frédéric Joliot-Curie en janvier 1934 informe la communauté scientifique de deux découvertes majeures : la radioactivité artificielle et la radioactivité de type β^+ . Ils reçoivent le prix Nobel de chimie en 1935. La radioactivité β^+ se traduit donc par la transformation d'un proton en un neutron, un positon et un neutrino :



L'énergie disponible E_d est partagée entre le positon et le neutrino :

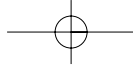
$$E_d = \{M(X) - [M(Y) + m_e]\} c^2 = [M(X) - M(Y) - 2m_e] c^2$$

Dans la matière, le positon perd peu à peu son énergie cinétique par freinage de type électrostatique avec les nuages électroniques des atomes environnants. Lorsque sa vitesse est suffisamment faible, il s'annihile avec un électron du milieu en émettant deux photons γ . Compte tenu de la quantité de mouvement très faible de l'électron et du positon à l'instant de l'annihilation, l'émission des deux photons se fait en coïncidence, c'est-à-dire que ces deux photons partent dans deux directions opposées (faisant en fait un angle proche de 180°). L'énergie emportée par chacun de ces deux photons est égale à l'équivalent énergétique de la masse d'un électron (ou d'un positon), soit $E_\gamma = m_e c^2 = 511 \text{ keV}$. En médecine nucléaire, ces photons sont détectés au moyen de tomographes par émission de positons (TEP).

Cette technique d'imagerie est appelée aussi imagerie en coïncidence car elle repose sur la détection quasi simultanée des deux photons de 511 keV. Elle constitue la principale utilisation médicale de la radioactivité β^+ . En effet, parmi les émetteurs de positons, on trouve des radio-isotopes d'atomes constituant les bases de la chimie organique : ^{11}C , ^{13}N ou ^{15}O . Le ^{18}F se substitue de même aisément aux groupements OH. Ces radionucléides de petite taille sont bien adaptés pour remplacer leurs isotopes stables dans les petites molécules de la biochimie comme l'eau, le gaz carbonique, le monoxyde de carbone, le glucose, les acides aminés ou les récepteurs membranaires. Ceci explique en partie l'intérêt majeur de la tomographie par émission de positons.

c) La capture électronique

La capture électronique, qui relève également de l'interaction faible, fut mise en évidence en 1938 par Luis Walter Alvarez avec le gallium 67. Un électron (K le plus souvent, plus rarement L) est absorbé



par le noyau où il transforme un proton en un neutron tandis qu'un neutrino est émis. Ce type de réaction s'écrit donc :



L'énergie disponible pour la réaction est transférée au neutrino :

$$E_d = [M(X) + m_e - M(Y)] c^2 - |E_K| = [\mathcal{M}(X) - \mathcal{M}(Y)] c^2 - |E_K|$$

Ce processus peut entrer en compétition avec une émission β^+ , si celle-ci est possible d'un point de vue énergétique. La capture électronique est plus probable que l'émission β^+ lorsque le nombre de masse A est important et que l'énergie $\Delta\mathcal{M}c^2$ est peu supérieure à celle correspondant à la masse de deux électrons (soit 1,022 MeV). Au-dessous de ce seuil, la radioactivité β^+ est impossible.

► Paragraphe 15.3.1a

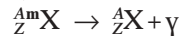
Après capture électronique, l'atome revient à son état électronique fondamental par réorganisation du nuage électronique (transition $L \rightarrow K$ par exemple) en émettant un rayonnement X de fluorescence ou en transférant l'énergie de la transition à un électron plus périphérique (M le plus souvent), qui se trouve expulsé du nuage électronique (ionisation). Cet électron est appelé électron de conversion interne ou électron Auger. En pratique, lors d'une capture électronique, ce sont les raies de fluorescence de Y que l'on observe. Un exemple de radionucléide d'intérêt médical dont la capture électronique est le mode de désintégration principal est l'iode 125, utilisé lors de dosages hormonaux en radio-immunologie.

15-1-3 La radioactivité par interaction électromagnétique

Ces modes de mutation correspondent tous à la transition de nucléons situés dans un état énergétique élevé vers un état plus proche du niveau énergétique fondamental (minimal). On distingue trois modes de mutation de type électromagnétique : la radioactivité γ , la conversion interne et la création de paires.

a) La radioactivité γ

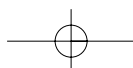
La radioactivité γ fut mise en évidence dès 1900 par Paul Villard. Il s'agit d'un processus de désexcitation spontané par lequel un radionucléide artificiel dans un état métastable mX parvient à un état énergétique inférieur X , plus stable, en émettant un photon γ :



L'énergie de recul du noyau fils est négligeable par rapport à celle du photon γ émis. L'énergie de ce dernier est donc :

$$h\nu = E_d = [M({}^mX) - M(X)] c^2 = [\mathcal{M}({}^mX) - \mathcal{M}(X)] c^2$$

Le spectre obtenu est un spectre de raies caractéristique du radionucléide émetteur γ . La possibilité d'une émission γ dépend de certaines règles de sélection. Celles-ci sont des conséquences directes des lois de conservation non seulement de l'énergie, comme nous venons de l'évoquer, mais aussi d'autres grandeurs quantiques (moment angulaire, parité). Lorsque ces lois ne sont pas satisfaites, l'émission γ est impos-

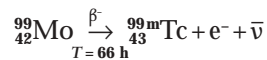


Propriétés physiques des rayonnements ionisants

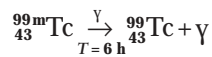
sible et le noyau excité doit utiliser une réaction de conversion interne pour revenir à son état fondamental.

Les applications médicales de la radioactivité γ sont particulièrement importantes, puisque ce mode de mutation est, avec l'imagerie en coïncidence (β^+), à la base des techniques d'imagerie fonctionnelles utilisées en médecine nucléaire. L'imagerie scintigraphique par émission de photon unique γ permet en effet d'explorer *in vivo* et dans des conditions physiologiques le métabolisme de nombreuses molécules biologiques marquées au moyen d'un émetteur γ , voire, dans certains cas, celui d'un simple isotope γ .

Parmi les différents radionucléides utilisés en scintigraphie monophotonique, le technétium 99 métastable (^{99m}Tc) joue un rôle tout à fait essentiel en raison d'une part de l'énergie des photons γ émis (facilement détectables et peu irradiants) et d'autre part de sa disponibilité. Cet isotope peut en effet être produit pendant plusieurs jours dans un centre médical au moyen d'une source de molybdène 99 qui mute par émission β^- en technétium 99 métastable, avec une période radioactive de 66 heures :



Le technétium métastable ainsi produit est émetteur γ , avec une période de 6 heures. L'énergie du photon émis, 140 keV, est compatible non seulement avec une autoatténuation limitée (par l'organisme du patient) mais aussi avec une détection relativement efficace au moyen d'une γ -caméra.

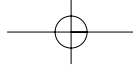


La désexcitation γ du technétium métastable se fait principalement en deux étapes : une première transition d'un niveau $E_2=142$ keV vers un niveau $E_1=140$ keV avec émission d'un photon γ de 2 keV, puis une seconde transition du niveau E_1 vers le niveau fondamental ($E_0=0$ keV) avec émission d'un photon γ de 140 keV. Lorsque cet isotope est administré à un patient, le premier photon est presque toujours absorbé au sein du patient avant de pouvoir être détecté, et c'est le second photon (de 140 keV) qui permet de construire une image scintigraphique.

De nombreux autres isotopes émetteurs γ sont d'utilisation courante en médecine nucléaire pour explorer des métabolismes variés, *in vivo* ou *in vitro*.

b) La conversion interne

La *conversion interne* est un processus de mutation radioactive qui entre en compétition avec une émission γ . Il consiste en un transfert direct de l'énergie d'un noyau excité à un électron atomique. Ce dernier



est alors expulsé du nuage électronique. Les réarrangements électroniques qui suivront produiront un spectre de raies, parfois après émission d'électrons Auger.

L'émission γ est prépondérante sur la conversion interne si l'énergie disponible pour la réaction est importante et si l'écart de moment angulaire est faible entre le noyau stable et le noyau excité.

c) La création de paires

La création de paires est un phénomène rare (probabilité inférieure à 1/1 000 par rapport à l'émission γ) qui n'apparaît que lorsque l'énergie disponible pour la réaction dépasse le seuil énergétique E_s correspondant à la masse au repos de deux électrons, soit :

$$E_s = 2 m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$$

Dans cette situation, un noyau peut perdre de l'énergie en créant par matérialisation une paire électron-positon. Ce phénomène, qui spontanément reste rare en tant que mutation radioactive, peut s'observer lors d'irradiation d'un milieu par des photons de haute énergie.

► Paragraphe 15.3.2e

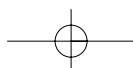
15-1-4 Les lois générales de la radioactivité

Les considérations quantitatives évoquées ci-après s'appliquent à tous les modes de mutation radioactive.

Considérons une source radioactive pure, c'est-à-dire une collection de noyaux susceptibles de subir une mutation radioactive donnée. L'occurrence des mutations est une grandeur aléatoire que l'on peut modéliser par une loi binomiale. Appelons λ la probabilité de mutation par seconde d'un noyau radioactif de cette source. Cette probabilité, qui ne dépend que du noyau étudié, est appelée *constante radioactive*.

a) La loi fondamentale de la décroissance radioactive

Soit N le nombre de noyaux radioactifs présents dans un échantillon entre les instants t et $t + dt$. Le processus de mutation qui concerne tout noyau de cet échantillon présente deux caractéristiques fondamentales. D'une part, il s'agit d'un processus aléatoire sans mémoire en ce sens que la probabilité d'une mutation d'un noyau donné à l'instant t n'est pas influencée par les mutations ayant touché d'autres noyaux avant l'instant t . D'autre part, ce processus est stationnaire (stable dans le temps), c'est-à-dire que la loi qui régit le nombre total de mutations ne dépend que de la durée d'observation de l'échantillon. Dans ces conditions, on peut montrer que la distribution de probabilité qui modélise l'occurrence des mutations est décrite par une *distribution de Poisson* (distribution dont la variance est l'espérance mathématique, à peu de choses près la moyenne). L'espérance mathématique de celle-ci s'exprime alors comme le produit de la probabilité λ par le nombre de tests, soit Ndt . Ainsi, si l'expérience consistant à dénombrer le nombre de mutations qui surviennent lorsque l'on observe N noyaux radioactifs pen-



Propriétés physiques des rayonnements ionisants

dant une durée dt est renouvelée de nombreuses fois, le nombre moyen $dN(t)$ de mutations observées entre les instants t et $t+dt$ pour ces multiples expériences s'écrit-il :

$$dN(t) = -\lambda N(t) dt, \quad \text{soit} \quad \frac{dN(t)}{N(t)} = -\lambda dt$$

où $N(t)$ est le nombre de noyaux non encore désintégrés à l'instant t (le signe moins devant λ est nécessaire puisque le nombre de noyaux encore radioactifs décroissant avec le temps, $dN(t)$, est négatif). La constante radioactive λ correspond donc à la probabilité relative dN/N de disparition (signe moins) par mutation par unité de temps dt . Cette constante est caractéristique de l'instabilité d'un radionucléide donné.

De même, la probabilité d'observer un nombre Δ de mutations qui s'écarte de cette moyenne est donnée par la formule qui caractérise une distribution de Poisson :

$$p(\Delta) = \frac{a^\Delta}{\Delta!} e^{-a}$$

où $a = \lambda N$ est l'activité dN/dt et où la factorielle $\Delta!$ est définie par $\Delta(\Delta-1)(\Delta-2) \dots 2$.

La loi qui caractérise l'évolution dans le temps de toute émission radioactive se déduit par simple intégration de la première relation énoncée, soit en notant N_0 le nombre de noyaux non désintégrés à l'instant $t = 0$ (cf. fig. 15.2) :

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

b) La période radioactive

La *période radioactive* ou *demi-vie* T d'un radionucléide est le temps moyen nécessaire pour observer la mutation de la moitié des noyaux initialement présents dans un échantillon. C'est un déterminant important de la radiotoxicité des isotopes radioactifs. La demi-vie s'exprime en fonction de la constante radioactive suivant $N(T) = N_0 e^{-\lambda T} = \frac{N_0}{2}$, et donc :

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda}$$

On vérifie bien que, pour des noyaux à faible probabilité λ de mutation, le temps T nécessaire pour que disparaisse la moitié des molécules est long, et inversement. Les périodes des isotopes utilisés en médecine nucléaire varient de quelques secondes (13 secondes pour le krypton 81 métastable) à plusieurs jours (8 jours pour l'iode 131 par exemple). Le plus utilisé des isotopes, le technétium 99 métastable (émetteur γ), a une demi-vie d'environ 6 heures. Celle du technétium 99, abusivement dit stable, est

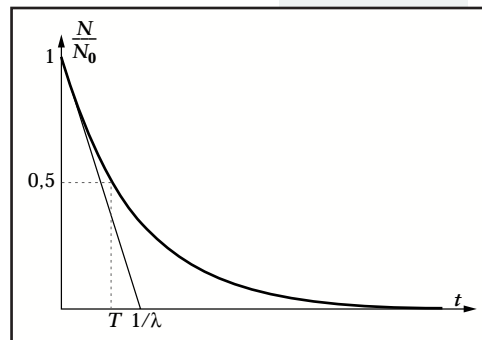
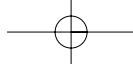


Figure 15.2 Loi exponentielle représentant l'évolution dans le temps du nombre de noyaux radioactifs non encore désintégrés. La période radioactive T correspond à l'intervalle de temps moyen nécessaire pour observer la mutation de la moitié des noyaux radioactifs initialement présents.



de l'ordre de 200 000 ans (ce qui explique qu'il n'existe plus à l'état naturel) alors que l'uranium 238 bien connu comme élément radioactif a une période de 4,5 milliards d'année.

Compte tenu de la définition de la période, la loi exponentielle caractérisant la décroissance radioactive peut aussi s'écrire :

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T}}}$$

Ainsi, la population de noyaux non encore désintégrés est-elle divisée par 2^n au bout de n périodes (par exemple, elle décroît d'un facteur $2^{10} = 1024 \approx 1000$ au bout de 10 périodes).

En moyenne, entre les instants t et $t+dt$, on assiste donc à la mutation de dN noyaux. Le nombre de noyaux ayant eu une durée de vie t est donc dN . La durée de vie moyenne τ d'un noyau s'écrit donc :

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN$$

$$\text{d'où} \quad \tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt$$

Par intégration par parties, on calcule facilement :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2}$$

L'*activité* d'une source radioactive, $A(t)$, est définie par le nombre moyen de mutations par seconde survenant en son sein. Elle est donc proportionnelle au nombre de noyaux non encore désintégrés :

$$A(t) = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

d'où : $A(t) = \lambda N(t)$

c) Les filiations radioactives

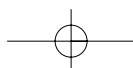
De nombreux isotopes radioactifs se désintègrent en produisant des noyaux eux-mêmes radioactifs, constituant ainsi une filiation radioactive jusqu'à aboutir, en fin de chaîne, à un isotope stable. Intéressons-nous à une filiation radioactive particulièrement importante en médecine nucléaire,

celle qui conduit du molybdène 99 (Mo, émetteur β^- de période $T_1 = (\ln 2)/\lambda_1 = 66$ h) au technétium métastable (${}^m\text{Tc}$, émetteur γ de période $T_2 = (\ln 2)/\lambda_2 = 6$ h), puis au technétium stable (Tc). Pendant l'intervalle de temps dt , le nombre de noyaux de molybdène $d[\text{Mo}]$ et de technétium $d[{}^m\text{Tc}]$ qui se désintègrent est :

$$\begin{cases} d[\text{Mo}] = -\lambda_1 [\text{Mo}] dt \\ d[{}^m\text{Tc}] = (\lambda_1 [\text{Mo}] - \lambda_2 [{}^m\text{Tc}]) dt \end{cases}$$

Un rapport de 37 milliards...

Dans le Système international, l'unité d'activité est le *becquerel* (symbole Bq). Un becquerel correspond à une mutation par seconde. Les activités habituellement utilisées en médecine nucléaire sont plutôt de l'ordre du million de becquerels, si bien que l'on utilise encore souvent (de façon impropre) une unité historique d'activité, le *curie*, qui correspond à l'activité de la masse de radon en équilibre séculaire avec 1 g de radium (soit 6,5 μg de radon). On peut facilement passer d'une unité à l'autre en se souvenant qu'un mCi (millicurie) correspond à une activité de 37 MBq (mégabecquerel).



Propriétés physiques des rayonnements ionisants

En notant A_0 l'activité initiale de molybdène, l'intégration de ce système d'équations différentielles donne les lois de variation dans le temps des activités du molybdène, $A[\text{Mo}] = \lambda_1 [\text{Mo}]$, et du technétium métastable, $A[{}^m\text{Tc}]$:

$$\begin{cases} A[\text{Mo}] = \lambda_1 A_0 e^{-\lambda_1 t} \\ A[{}^m\text{Tc}] = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} A_0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases}$$

Le rapport des activités imputables au technétium métastable et au molybdène s'écrit donc :

$$\frac{A[{}^m\text{Tc}]}{A[\text{Mo}]} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}) = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \left(1 - 2^{-\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)t}\right)$$

Par conséquent, puisque $T_1 > T_2$, le rapport de ces activités tend assez rapidement vers une constante proche de l'unité ($T_1/(T_1 - T_2) \approx 1$). L'activité des noyaux pères (Mo) devient alors sensiblement égale à celle des noyaux fils (${}^m\text{Tc}$). Cet équilibre est appelé *équilibre de régime*, ou *équilibre séculaire* (cf. fig. 15.3). Il permet de disposer, tant que l'activité du molybdène est suffisante, d'une source d'activité constante de technétium métastable au sein des services hospitaliers de médecine nucléaire.

d) Le caractère aléatoire des émissions radioactives

La loi de Poisson qui régit l'émission radioactive a une autre conséquence importante, en particulier lorsque l'on s'intéresse au traitement de l'image scintigraphique, donc à la proportion de signal aléatoire qu'elle contient. En effet, la variance N d'une loi de Poisson est égale à son espérance mathématique m . Dans ces conditions, lorsqu'un compteur ou une γ -caméra mesure en moyenne $m = N$ photons γ issus d'un organe donné (ou d'une région donnée), la physique même qui sous-tend le processus d'émission radioactive fait que cette mesure est réalisée avec une variance N , donc avec un écart-type $\sigma = \sqrt{N}$. Le rapport signal/bruit (S/B), défini par l'inverse du coefficient de variation σ/m (parfois appelé lui-même reproductibilité), vaut donc $S/B = m/\sigma = N/\sqrt{N} = \sqrt{N}$.

Le rapport signal/bruit d'une image scintigraphique varie donc comme la racine carrée du nombre de photons détectés. Plus l'activité est importante ou plus le temps de pose est long, plus N est grand, plus \sqrt{N} est grand et meilleure est la qualité de l'information. Avec 100 événements détectés, la variance est de 10 et $S/B = 10\%$; avec 10000 événements détectés, la variance est de 100 et $S/B = 1\%$.

Ce résultat a une autre conséquence importante : lorsque l'on compare deux taux de comptage mesurés dans deux régions différentes, il

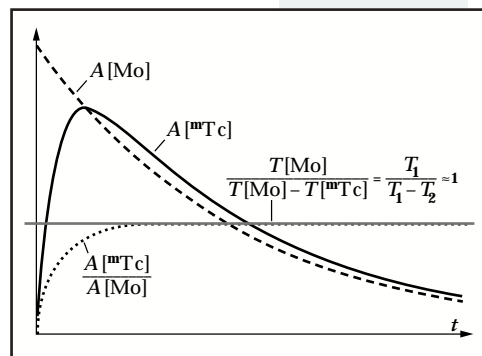


Figure 15.3 Évolution dans le temps de l'activité de deux populations d'atomes radioactifs, le molybdène (${}^{99}\text{Mo}$) et le technétium métastable (${}^{99m}\text{Tc}$), au sein d'une filiation. On constate que le rapport de ces deux activités tend vers une constante après un temps suffisamment long.

faut s'assurer que leur différence diffère de 2,8 fois la racine carrée de ces mesures avant de conclure qu'elles sont significativement différentes au risque 5 %. Au risque 5 %, 125 ne peut être considéré comme significativement différent de 100, tandis que 10 300 sera statistiquement différent de 10 000. Des durées de comptages plus longues améliorent donc la signification des résultats.

15-2 Les rayonnements de particules

Nous nous intéressons ici à la production et à l'interaction avec un tissu vivant de rayonnements constitués de particules de masse au repos non nulle : électrons, positons, protons, neutrons, particules α ou ions plus lourds.

15-2-1 La production

La production de rayonnements de particules peut être obtenue soit par le biais de réactions radioactives, soit au moyen de dispositifs physiques permettant d'extraire les électrons libres d'un métal ou d'ioniser certains gaz.

a) La production de particules chargées

La production de particules chargées peut être le fait d'une radioactivité naturelle de type α (production d'ions He^{2+}), β^- (production d'électrons) ou β^+ (production de positons). Cependant, ces activités sont souvent faibles et l'on utilise plutôt des radio-isotopes artificiels, produits par bombardement d'atomes stables par des rayonnements de particules neutres (neutrons) ou chargées (protons ou particules α). Si cela est possible et nécessaire, on procède ensuite à un isolement des produits de la filiation radioactive obtenue.

Ainsi, les rayonnements de neutrons thermiques ou rapides disponibles dans les réacteurs nucléaires permettent de produire certains isotopes radioactifs émetteurs β^- utilisés à des fins thérapeutiques.

Une alternative consiste à utiliser des rayonnements de particules chargées accélérées au moyen de champs électriques au sein d'accélérateurs linéaires ou circulaires (cyclotrons, synchrotrons). On accélère à plusieurs MeV (pour vaincre la barrière coulombienne du noyau) des protons ou des ions (${}^2_1\text{H}^+$, ${}^3_2\text{He}^{2+}$, particules α). C'est ainsi que sont produits de nombreux isotopes émetteurs de positons tels que le carbone 11, l'azote 13, le fluor 18 (bombardement de protons), l'oxygène 15 (bombardement de deutons ${}^2_1\text{H}^+$). Plusieurs radionucléides émetteurs γ d'importance en médecine nucléaire sont également produits ainsi (gallium 67, indium 111, iode 123, thallium 201).

Une autre source importante de radionucléides artificiels est la purification des produits de fission de l'uranium 235 ou du plutonium 239. On fabrique ainsi des émetteurs β^- (molybdène 99, père du ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$,

Propriétés physiques des rayonnements ionisants

yttrium 90), β^+ (rubidium 82), α (bismuth 212) ou γ (krypton 81, xénon 133), tous utilisés en médecine nucléaire diagnostique ou thérapeutique.

b) La production de rayonnements d'électrons

La production de rayonnements d'électrons peut être obtenue par effet thermoélectrique, en chauffant par effet joule un métal conducteur de manière à provoquer l'émission des électrons libres de ce conducteur. Ceux-ci sont ensuite accélérés et collimatés au moyen d'une forte différence de potentiel engendrée entre le métal chauffé (cathode) et une anode.

c) La production d'ions plus lourds

Les ions plus lourds peuvent être produits dans des tubes à décharge dont le gaz est ionisé au moyen de faisceaux d'électrons, le plus souvent. On peut également irradier le gaz contenu dans le tube par des photons d'énergie suffisante.

d) La production de faisceaux de neutrons

Enfin, des faisceaux de neutrons sont obtenus en bombardant le noyau de certains atomes, comme le béryllium 9, par des particules α ou γ suffisamment énergétiques. Les réactions nucléaires des centrales sont aussi des sources potentielles importantes de rayonnement neutronique.

Les très grands accélérateurs de particules n'ont pas d'application proprement médicale, mais les synchrotrons peuvent produire des rayonnements particulièrement monochromatiques utilisés dans des applications encore limitées à la recherche médicale, en radiothérapie ou en imagerie.

15-2-2 Les interactions avec la matière

Tout rayonnement de particules pénétrant dans la matière y dépose peu à peu son énergie. Ce transfert d'énergie dépend des interactions qui ont lieu entre les particules constituant le rayonnement et les atomes du milieu atténuant. Nous serons donc amenés à distinguer les modes d'interaction des particules neutres de celles qui subissent une interaction de type électromagnétique avec les atomes de la matière (particules chargées). Parmi celles-ci, les électrons présentent des nuances importantes par rapport aux particules plus lourdes comme les protons ou les ions.

Les interactions entre rayonnement de particules et matière peuvent avoir lieu avec les électrons atomiques ou les noyaux des atomes de la cible. Ces interactions peuvent être élastiques (changement de direction sans échange d'énergie) ou inélastiques (associées à un transfert d'énergie du rayonnement vers la matière, pouvant, s'il est suffisant, provoquer des ionisations).

Les particules chargées lourdes et la matière organique

Lorsqu'un faisceau de particules lourdes pénètre dans la matière, le mode d'interaction presque exclusif est l'interaction électrostatique (inélastique) entre la particule chargée et les électrons atomiques de la cible.

Ces particules chargées étant beaucoup plus massives que les électrons des atomes du milieu atténuant, ces derniers ne sont pas capables de provoquer un changement de direction significatif du faisceau de particules incidentes, ni par diffusion dans le champ électrostatique des électrons atomiques, ni par choc direct avec ces derniers. De même, les interactions directes avec les noyaux de la cible sont très peu probables et ne contribuent pas significativement au ralentissement du rayonnement de particules. Par conséquent, la trajectoire de ces particules dans la matière est rectiligne. Tout au long de cette trajectoire, les interactions électromagnétiques entre le faisceau de particules chargées et la matière fournissent de l'énergie aux électrons atomiques, provoquant ainsi ionisations et excitations de ces électrons.

Ainsi, lorsque la particule vient de pénétrer le milieu atténuateur, sa vitesse est-elle relativement grande si bien que le temps d'interaction en un lieu donné est faible : le transfert d'énergie par unité de longueur, donc le ralentissement des particules incidentes et le nombre d'ionisations produites sont relativement faibles. Quand la vitesse de la particule est suffisamment faible, la durée de l'interaction électrostatique en un lieu donné augmente et avec elle le ralentissement des particules et le nombre d'ionisations.

a) Les particules chargées lourdes

Les particules chargées lourdes sont, en médecine, des particules non relativistes telles que les particules α ou les protons, à l'exclusion des électrons.

On peut montrer que les transferts d'une faible quantité d'énergie d'un faisceau de particules chargées lourdes à un électron sont beaucoup plus probables que les transferts d'une quantité d'énergie plus importante. On assiste donc le plus souvent à de très nombreuses ionisations et excitations à faible transfert d'énergie par interaction. Lorsque l'énergie transférée est supérieure à l'énergie d'ionisation d'un électron atomique, celui-ci peut être ionisé et devenir une source secondaire d'ionisations (on parle alors de *rayonnement δ*). Le transfert d'énergie qui conduit à ces ionisations ou excitations électroniques se fait aux dépens de l'énergie cinétique des particules du rayonnement et conduit donc à un ralentissement de celles-ci. Ce transfert a été bien étudié, tant du point de vue théorique qu'expérimental (formule de Bethe, échange de charges).

Il s'ensuit que le nombre d'ionisations par unité de longueur, relativement faible lorsque le faisceau de particules chargées lourdes pénètre dans le milieu atténuant, présente un maximum très marqué (*pic de Bragg*) à une profondeur bien déterminée, profondeur qui correspond à l'absorption presque complète du faisceau incident.

Pour quantifier ces notions, on définit le *parcours moyen R* comme l'épaisseur de milieu nécessaire pour atténuer de moitié le nombre de particules incidentes. Il est peu différent de la profondeur à laquelle les particules sont brutalement et (pratiquement) complètement arrêtées (cf. fig. 15.4). Cette profondeur correspond également au lieu où la plus grande partie de

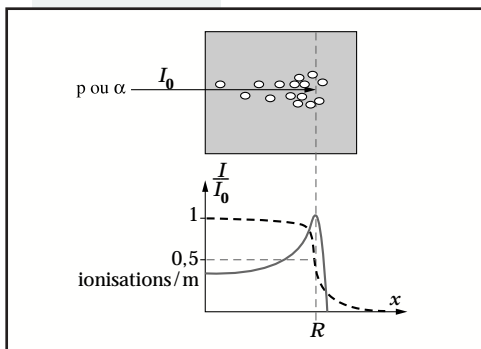


Figure 15.4 Représentation schématique de l'atténuation d'un rayonnement de particules chargées lourdes (protons ou α) par un milieu matériel atténuant. Les disques blancs représentent des ionisations. La courbe en pointillés représente l'intensité relative du faisceau et la courbe en trait plein la densité linéique d'ionisation en fonction de la profondeur de pénétration x .

Propriétés physiques des rayonnements ionisants

l'énergie incidente sera dissipée, sous la forme d'un grand nombre d'ionisations et d'excitations. Le parcours moyen R dépend de la masse m et du numéro atomique Z de la particule incidente suivant $R = k m/Z^2$, où k est une constante. Dans un organisme vivant et pour les applications médicales, il est généralement de l'ordre du micromètre ou de la dizaine de micromètres.

En irradiation thérapeutique, les particules chargées lourdes provoquent des ionisations à une profondeur très précise mais faible car elles sont arrêtées par les couches superficielles de la peau.

b) Les rayonnements d'électrons

En ce qui concerne les rayonnements d'électrons (positifs ou négatifs), la principale différence par rapport à ce qui vient d'être énoncé pour les particules chargées lourdes vient du fait que la masse d'un électron est environ 1 800 fois inférieure à celle d'un proton. Outre la nécessité de corrections relativistes, cela a pour conséquence qu'un rayonnement d'électrons subit de nombreux changements de direction. Ceux-ci sont imputables à divers phénomènes de diffusion des électrons, que ce soit de façon élastique (sans transfert d'énergie) par les électrons atomiques de la cible ou par ses noyaux, ou de façon inélastique par freinage électrostatique du rayonnement d'électrons par les noyaux de la cible, ou encore par chocs directs sur les électrons atomiques de la cible. La trajectoire prend donc l'allure d'une ligne brisée avec, comme précédemment, une densité d'ionisation qui augmente au fur et à mesure de la pénétration du faisceau dans la matière (cf. fig. 15.5).

La notion de parcours devient dès lors difficile à définir et on lui préfère celle de *portée* qui correspond à la distance maximale parcourue dans la direction initiale du faisceau d'électrons. À énergie comparable, la portée d'un faisceau d'électrons est plusieurs centaines de fois supérieure au parcours moyen de particules lourdes. Une relation empirique très simple relie approximativement la portée L en centimètres dans l'eau d'un faisceau d'électrons à son énergie initiale E_e en mégaelectronvolts :

$$L(\text{cm}) = \frac{E_e(\text{MeV})}{2}$$

Expérimentalement, l'absorption d'un spectre continu d'électrons (β^+ ou β^-) suit une loi peu différente d'une exponentielle décroissante dont le coefficient est lié à l'énergie maximale des électrons.

c) Les neutrons

Les neutrons ne possèdent pas de charge électrique. Ceci rend ces particules difficiles à focaliser et très pénétrantes par ailleurs. Les neutrons

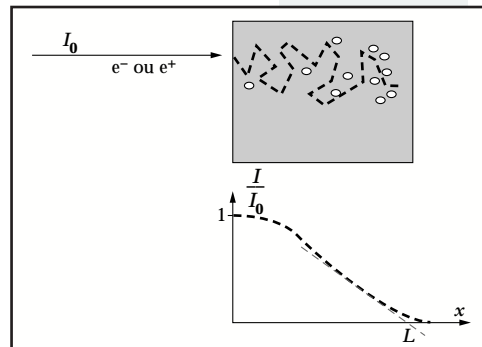


Figure 15.5 Représentation schématique de l'atténuation d'un rayonnement de particules chargées légères (électrons ou positons) par un milieu atténuant. Les disques blancs représentent des ionisations. La courbe en pointillés représente l'intensité relative du faisceau en fonction de la profondeur de pénétration x .

De la physique à la radiobiologie

Dans tous les cas, l'interaction d'un rayonnement de particules avec un tissu vivant conduit donc à l'excitation ou à l'ionisation d'électrons atomiques. L'énergie absorbée par ces atomes peut être transférée à une liaison moléculaire et aboutir à la rupture d'une liaison covalente. Chaque fragment moléculaire emporte alors un *électron célibataire* et constitue un *radical libre R[•]*, substance très réactive chimiquement. Lorsque ce phénomène concerne une molécule d'eau, il conduit à la production d'oxydants (OH[•]) ou de réducteurs (H[•]) puissants capables eux aussi, dans un second temps, de produire de nouveaux radicaux libres et de dénaturer des protéines. L'étude de ces phénomènes est du domaine de la radiobiologie (cf. § 25.2.1).

rapides interagissent principalement par diffusion élastique (ou inélastique au-delà de quelques MeV) sur les noyaux de la cible. À titre d'exemple, 90 % de l'intensité d'un faisceau de neutrons d'énergie comprise entre 1 et 10 MeV est arrêtée par 23 cm d'eau. Il en résulte des ionisations indirectes, dues aux noyaux de reculs, particulièrement dangereuses. Les neutrons thermiques, de faible énergie, sont associés à une longueur d'onde de de Broglie de l'ordre de grandeur des dimensions atomiques. Ils interagissent donc plus que les neutrons rapides, principalement par capture radiative dans les noyaux de la cible. C'est un des moyens utilisés dans l'industrie pour produire des radioéléments artificiels émetteurs β^- .

15-3 Les rayonnements électromagnétiques

Nous avons étudié au chapitre précédent la nature des rayonnements électromagnétiques en explicitant leur modélisation duale sous forme, d'une part, d'une onde caractérisée par la propagation dans l'espace d'une perturbation des champs électriques et magnétiques et, d'autre part, sous forme d'un rayonnement de particules neutres sans masse au repos, les photons. C'est la modélisation corpusculaire qui est la mieux adaptée à l'étude de la production de tels rayonnements et de leur interaction avec les atomes d'un milieu atténuant.

15-3-1 La production

Nous ne nous intéresserons ici qu'à la production de faisceaux de photons (rayonnement électromagnétique) dont l'énergie est suffisante pour provoquer des ionisations ou des excitations au sein d'un tissu biologique. La production de rayonnements de photons non ionisants sera traitée au chapitre suivant.

Un rayonnement de photons ionisants peut naître lors de phénomènes physiques siégeant dans le nuage électronique d'atomes ou au sein de noyaux atomiques. Dans le premier cas, on parlera de photons X, le terme de photons γ étant réservé au second cas et habituellement aux photons créés par annihilation d'une particule élémentaire et de son antiparticule.

Deux phénomènes physiques, très importants quant à leurs applications en biologie et en médecine, peuvent produire des photons X. Il s'agit d'une part des réarrangements d'électrons au sein des différentes orbitales atomiques, et d'autre part du freinage d'électrons par interactions électrostatiques avec les noyaux atomiques d'une cible.

Propriétés physiques des rayonnements ionisants

a) Les réarrangements électroniques au sein d'un atome

Nous avons démontré que l'énergie d'un électron situé sur la couche électronique n d'un atome s'écrit $E_n(\text{eV}) = -13,6 Z^{*2}/n^2$, où Z^* est le numéro atomique de l'atome diminué de la constante d'écran de l'électron étudié.

Pour amener un tel électron à une distance infinie du noyau, avec une vitesse négligeable ($E_\infty = 0$ par convention), il faut donc lui apporter une énergie $E_i^* = -E_n$. Les couches les plus profondes, correspondant aux plus faibles valeurs de n , sont les niveaux énergétiques les plus stables (ceux pour lesquels il faut engager le plus d'énergie pour soustraire un électron à l'interaction électromagnétique du noyau). Cette énergie E_i^* , est appelée *énergie d'ionisation* de l'électron n . Lorsqu'un tel électron absorbe une énergie E supérieure à son énergie d'ionisation, il peut donc être ionisé, c'est-à-dire soustrait à l'interaction avec le noyau de l'atome dont il est issu, et acquérir de plus une énergie cinétique correspondant à $E - E_i^*$.

Cet électron subira alors diverses interactions avec la matière, comme nous venons de le voir, puis, une fois suffisamment ralenti, il pourra éventuellement occuper de nouveau une orbitale atomique libre. L'électron ionisé cédera alors au milieu environnant une énergie correspondant à l'énergie d'ionisation de l'orbitale libre qu'il occupera. Comme l'a affirmé pour la première fois Albert Einstein en 1905, tous ces transferts d'énergie du milieu vers un électron (pour l'ioniser) ou d'un électron vers le milieu (lorsqu'il revient sur une couche électronique) se font par absorption ou émission d'un quantum de lumière, c'est-à-dire d'un photon d'énergie $E = h\nu$, où ν est la fréquence de l'onde électromagnétique associée à ce photon (cf. fig. 15.6).

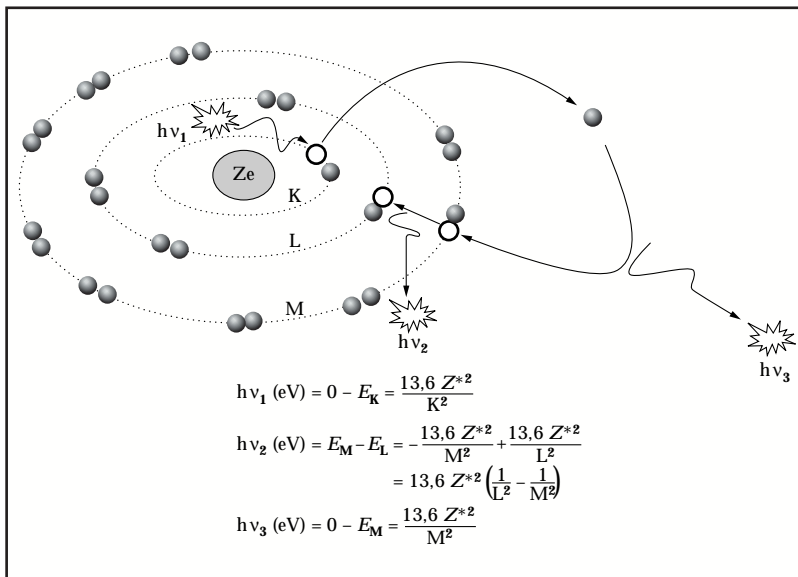


Figure 15.6
Illustration de l'ionisation d'un électron K ($K=1$) par absorption d'un photon d'énergie $h\nu_1$, puis de l'émission des deux photons de fluorescence d'énergies $h\nu_2$ et $h\nu_3$ lors de transitions vers l'orbitale M ($M=3$), puis L ($L=2$).

► Chapitre 13.3.2a

L'effet Auger et la conversion interne

En dehors de l'ionisation et de l'excitation d'électrons, d'autres phénomènes physiques peuvent conduire à un réarrangement électronique et à l'émission de photons. Il s'agit de l'effet Auger et de la conversion interne. Dans un effet Auger, lorsqu'un électron atomique passe sur une couche moins périphérique, la différence d'énergie est directement utilisée pour ioniser un électron plus périphérique au lieu d'être émise sous forme de photon. La *conversion interne* a été étudiée avec la radioactivité d'origine électromagnétique. Rappelons que, dans ce cas, l'énergie d'un noyau excité est directement utilisée pour ioniser un électron atomique. Dans les deux cas, ces phénomènes seront suivis de réarrangements électroniques conduisant à un spectre de raies de photons de fluorescence.

On parle de photons de *fluorescence* pour désigner les photons émis lorsqu'un électron ionisé revient sur une orbitale atomique libre ou lorsqu'un électron périphérique vient occuper une case quantique vide située sur une orbitale plus proche du noyau. Lorsque ce phénomène a lieu dans des matériaux de numéro atomique Z suffisant, ces photons de fluorescence peuvent être des photons X.

Si l'apport extérieur d'énergie est insuffisant pour ioniser un électron de l'atome mais suffisant pour permettre à un électron de passer d'une orbitale initiale à une orbite moins liée (donc de changer de nombre quantique principal ou secondaire), on parlera d'*excitation*. Le retour au niveau énergétique plus stable se fera encore par émission d'un photon.

Les différents modes d'émission de photons à partir du nuage électronique (ionisation, excitation, effet Auger, conversion interne) ont de nombreuses applications dans le domaine biomédical. Ainsi, une électrode soumise à une différence de potentiel suffisante et placée dans une lampe ne contenant qu'une faible pression d'un gaz donné permet-elle d'engendrer une lumière parfois visible, constituée de quelques raies caractéristiques du gaz excité (lampes à vapeur de sodium ou de mercure par exemple). De plus, les détecteurs utilisés en médecine nucléaire pour enregistrer des cartographies bidimensionnelles d'une distribution de radioactivité, ou pour mesurer une activité, procèdent également par ionisation pour transformer un rayonnement γ incident de plusieurs dizaines de keV en un rayonnement moins énergétique (UV), susceptible de produire un courant mesurable dans une cellule photoélectrique (principe des compteurs à scintillation).

b) Le rayonnement de freinage (**Bremsstrahlung**)

Lorsqu'une particule de masse m et de charge z se déplace au voisinage d'un noyau de numéro atomique Z , le champ électrostatique créé par les protons la dévie fortement de sa trajectoire et la ralentit. La plus grande partie de l'énergie ainsi perdue par la particule est dissipée sous forme de chaleur, mais on peut montrer qu'une partie est rayonnée sous forme de photons. Globalement, cette énergie est proportionnelle au carré de la décélération de la particule ($dv/dt = zZe^2/(mr^2) < 0$), donc inversement proportionnelle au carré de sa masse. Ce phénomène est donc essentiel pour les électrons, mais négligeable pour les protons ou les ions lourds. Une partie de l'énergie cinétique de l'électron freiné est donc émise sous forme de photons X dont l'énergie varie continûment de 0 à une énergie maximale égale à l'énergie cinétique des électrons

Propriétés physiques des rayonnements ionisants

incidents. Ce phénomène de diffusion inélastique porte le nom de rayonnement de freinage (cf. fig. 15.7).

Si l'énergie des électrons est suffisante, rayonnement de freinage et ionisations coexistent car les photons X émis lors du freinage des électrons peuvent, dans un deuxième temps, ioniser certains électrons des atomes du milieu où le freinage a eu lieu. Cela conduit à un spectre continu sur lequel sont greffées les raies caractéristiques de ces atomes. Ce mode de production d'un spectre continu de rayons X et de raies de fluorescence X est utilisé dans les tubes à rayons X utilisés en radiologie planaire ou tomographique (tomodensitomètre), ainsi qu'en ostéodensitométrie par rayons X.

Lors du freinage, tout ou partie de l'énergie cinétique d'un électron peut être transmise à un ou plusieurs photons X. Un photon X aura donc une énergie maximale si, seul, il emporte l'intégralité de l'énergie des électrons incidents, soit E_{\max} . Lorsque cette énergie est transmise à plusieurs photons X ou lorsque le freinage n'est que partiel, les photons X sont créés avec une énergie comprise entre 0 et E_{\max} . L'allure générale du spectre des rayons X ainsi produit peut être déduite assez facilement à l'aide du raisonnement qualitatif qui suit.

Imaginons que la cible soit si fine qu'une seule interaction de freinage soit possible, conduisant à l'émission d'un seul photon X. Si les électrons se présentent avec une énergie cinétique incidente E_1 , et si les probabilités d'affecter à l'unique photon X créé un certain pourcentage de cette énergie sont équivalentes, alors le spectre sera constant entre 0 et E_1 . Ajoutons une seconde épaisseur très fine de matière. Un raisonnement analogue conduit à superposer au spectre précédent un second spectre constant jusqu'à une certaine énergie maximale E_2 inférieure à E_1 (cf. fig. 15.8). En réitérant le raisonnement avec un grand nombre d'épaisseurs aussi fines que l'on voudra de milieu matériel, on constate que le spectre de rayonnement de freinage devrait avoir l'allure d'une fonction linéaire décroissante. Dans ce cas, l'énergie totale E_T contenue dans ce spectre est donc l'intégrale d'une fonction linéaire en E_ϕ entre 0 et E_{\max} . Elle est donc proportionnelle à E_{\max}^2 . D'autre part, il est assez facile de concevoir que cette énergie totale E_T est aussi proportionnelle à l'intensité du freinage,

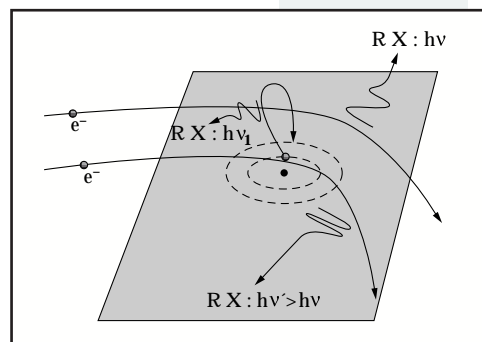


Figure 15.7 Illustration du rayonnement X provoqué par le freinage d'un faisceau d'électrons par les noyaux atomiques d'un milieu matériel et par l'émission secondaire de photons X de fluorescence.

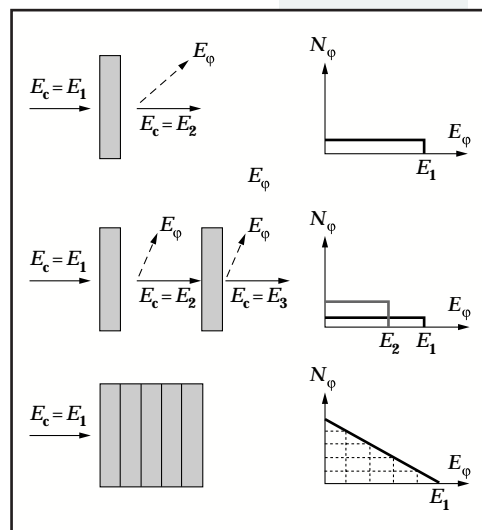
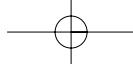


Figure 15.8 Illustration permettant de comprendre pourquoi le spectre continu d'un rayonnement X issu du freinage d'électrons est une fonction proche d'une loi linéaire décroissante.



donc au numéro atomique Z du matériau où a lieu le freinage. On aura donc $E_T = kZE_{\max}^2$, où k est une constante. Cette approche quantitative très simple aura une grande importance en radiologie, dans la sélection des déterminants du contraste d'une radiographie.

En pratique, les photons émis avec une très faible énergie sont presque tous autoabsorbés par effet photoélectrique dans la masse du matériau

qui assure le freinage. Par conséquent, ces photons n'apparaîtront pas dans le spectre de rayons X qui présente donc une partie décroissante lorsque l'énergie des photons X tend vers zéro. Enfin, si l'énergie des électrons incidents est suffisante, nous avons vu que les atomes du milieu freinant peuvent eux-même, sous l'effet des rayons X produits, être le siège d'ionisations avec émission secondaire de raies de fluorescence dont la position en énergie est caractéristique du matériau freinant. Il se superpose donc au spectre continu un spectre de raies. Le spectre de rayonnement X a donc finalement l'allure présentée sur la figure 15.9.

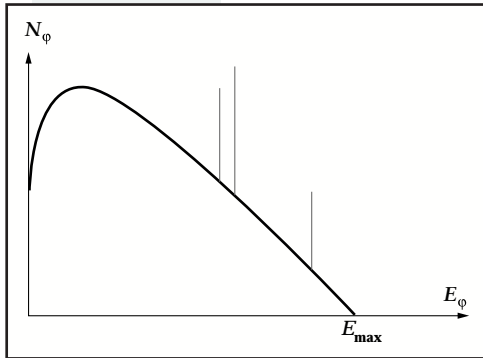


Figure 15.9 Allure générale d'un spectre de photons X produits par rayonnement de freinage.

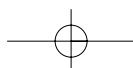
► Paragraphe 15.1.3a

c) Le rayonnement nucléaire (radioactivité γ)

Cet aspect a déjà été évoqué dans le paragraphe sur la radioactivité γ . Rappelons simplement que les nucléons se répartissent, au sein d'un noyau, sur des couches énergétiques précises. Comme pour les électrons, la couche d'énergie minimale est un état stable. Les nucléons ont donc aussi la possibilité d'absorber des quanta d'énergie pour passer à un niveau énergétique supérieur (lorsque les règles de sélection le permettent). Le noyau qui est qualifié d'isomère, est alors excité. Les nucléons reviennent ensuite à un état stable en émettant un photon γ d'énergie égale à la différence d'énergie entre le niveau énergétique de départ et le niveau d'arrivée.

15-3-2 Les interactions avec la matière

L'atténuation d'un faisceau de photons par de la matière homogène est, nous allons le voir, un phénomène qui est la conséquence de plusieurs types d'interactions physiques élémentaires qui conduisent soit à un changement de direction du faisceau de photons (diffusion), soit à un transfert d'une partie de leur énergie à la matière (absorption totale ou partielle). Un élément est commun à ces différentes interactions. En effet, du fait de la neutralité électrique du photon, l'interaction d'un photon avec la matière est un phénomène aléatoire dont la probabilité est proportionnelle à l'épaisseur de matière traversée. Nous allons donc retrouver un formalisme similaire à celui déjà développé à propos de la radioactivité et que l'on retrouve chaque fois que l'on modélise un phénomène aléatoire (en pharmacocinétique par exemple).



Propriétés physiques des rayonnements ionisants

a) Généralités

La probabilité d'une interaction entre un photon et un atome (ou l'un de ses électrons) est donnée par la *section efficace* σ , rapport entre le nombre d'interactions par seconde et le nombre de photons incidents par mètre carré et par seconde (flux incident). La probabilité d'interaction μ d'un photon par unité de longueur est appelée *coefficient linéique d'atténuation*. C'est le produit de la section efficace σ par la densité atomique n (nombre d'atomes par unité de volume) : $\mu = n\sigma$.

La section efficace σ a donc la dimension d'une surface et le coefficient linéique d'atténuation celle de l'inverse d'une longueur. Dans la pratique de la physique atomique, on exprime généralement les sections efficaces au moyen d'une unité de surface mieux adaptée à cette échelle, le *barn* (b). Par définition, 1 barn vaut 10^{-28} m². Lorsque plusieurs modes d'atténuation coexistent au sein d'un même matériau absorbant, les sections efficaces s'ajoutent. De même, pour un atome de numéro atomique Z , la section efficace par électron σ_e est liée à la section efficace par atome σ_a : $\sigma_a = Z\sigma_e$.

Considérons un faisceau incident contenant N_0 photons et traversant une épaisseur x de matière. Au sein de ce milieu absorbant, nous nous intéressons à une épaisseur très fine dx de matière où dN parmi N photons incidents subissent une interaction (cf. fig. 15.10).

Le coefficient linéique d'atténuation est :

$$\mu = -\frac{dN}{N dx}$$

L'intégration de cette relation conduit à une loi exponentielle décroissante liant l'intensité du faisceau de photons émergeant du milieu sans y avoir interagi à l'épaisseur traversée x (cf. fig. 15.11) :

$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

Le coefficient linéique d'atténuation est inversement proportionnel à une grandeur appelée *couche de demi-atténuation* (CDA en mètres), qui est l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer la moitié des photons incidents. En effet, en écrivant $N_0/2 = N_0 e^{-\mu \text{CDA}}$, il vient immédiatement :

$$\mu = \frac{\ln 2}{\text{CDA}}$$

Puisque, en moyenne, $dN = -\mu N dx$ photons sont atténués lors de la traversée d'une épaisseur dx de matière située entre les profondeurs x et $x+dx$, le nombre moyen de photon capables de traverser une épaisseur x seulement (et pas plus) de matière sans être atténués est précisément dN . Le *parcours moyen* p d'un photon à travers la matière est donc :

$$p = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty x dN = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty x \mu N dx = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty x \mu N_0 e^{-\mu x} dx = \mu \int_0^\infty x e^{-\mu x} dx$$

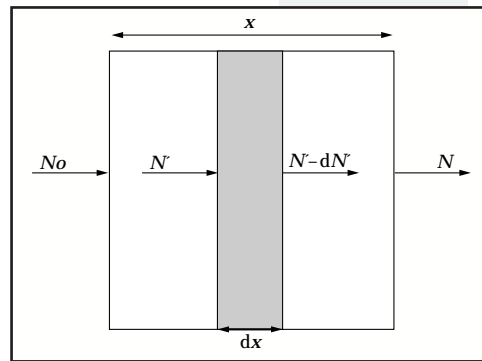
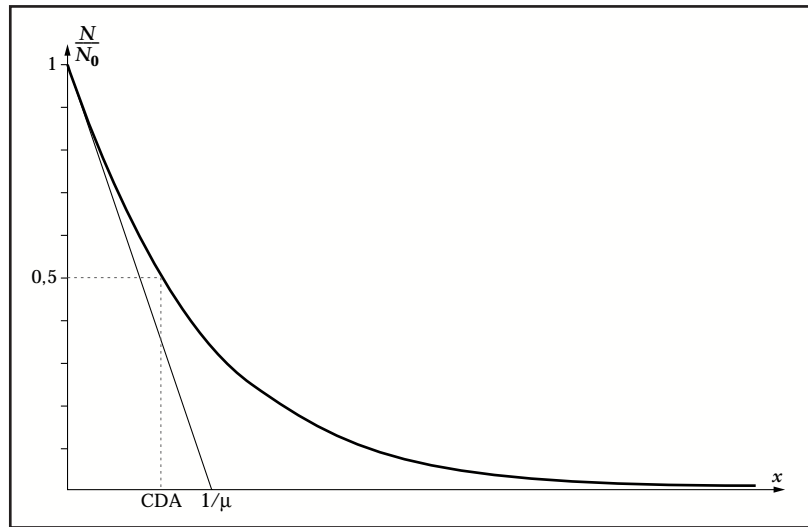


Figure 15.10 Atténuation d'un faisceau de photons par une épaisseur x de matière.

Figure 15.11
 Nombre de photons
 émergeant sans avoir subi
 d'interaction après
 la traversée d'une
 épaisseur x de matière.



De même que pour le calcul de la vie moyenne en radioactivité, une intégration par parties permet de calculer le parcours moyen p d'un photon dans la matière :

$$p = \frac{1}{\mu} = \frac{\text{CDA}}{\ln 2}$$

Le coefficient linéique d'atténuation μ présente l'inconvénient de dépendre de l'état (solide, liquide ou gazeux) du milieu atténuant. Pour s'affranchir de cette dépendance, la loi qui régit l'atténuation d'un faisceau de photons par la matière est aussi exprimée de façon équivalente au moyen du *coefficient massique d'atténuation* μ/ρ (ρ est la masse volumique de la matière atténuante) et de la masse surfacique ρx de la matière (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}$ ou, le plus souvent, en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$). On obtient alors :

$$N = N_0 e^{-\frac{\mu}{\rho}(\rho x)}$$

Les lois de décroissance radioactive et d'atténuation

On remarquera que ces deux lois sont parfaitement similaires. La constante radioactive joue, vis-à-vis du temps dans la loi de décroissance radioactive, le même rôle que le coefficient linéique d'atténuation vis-à-vis de l'épaisseur traversée dans la loi d'atténuation. Dans les deux cas, ceci témoigne de la modélisation d'un phénomène physique aléatoire dont la probabilité est proportionnelle à une grandeur physique (intervalle de temps ou d'espace). Les deux lois aboutissent à des exponentielles décroissantes. Période T et couche de demi-absorption CDA, durée de vie moyenne τ d'un radionucléide et parcours moyen p d'une particule, jouent ainsi des rôles analogues.

Compte tenu de la définition de la couche de demi-atténuation, la loi exponentielle caractérisant l'atténuation d'un faisceau de photons peut aussi s'écrire :

$$N = \frac{N_0}{2^{\frac{x}{\text{CDA}}}}$$

Ainsi, par exemple, pour atténuer d'un facteur 1024 (≈ 1000) un faisceau de photons, il faut interposer un écran dont l'épaisseur est 10 fois la CDA ($2^{10} = 1024$).

D'un point de vue pratique, il est important de retenir quelques ordres de grandeurs de couches de demi-atténuation pour des photons ionisants dont l'énergie est d'utilisation courante en médecine, dans différents matériaux atténuateurs.

Propriétés physiques des rayonnements ionisants

	30 keV	100 keV	500 keV
Air	25 m	35 m	60 m
Eau (liquide)	2 cm	4 cm	7 cm
Béton	3 mm	2 cm	4 cm
Plomb	0,02 mm	0,1 mm	4 mm

Les différents modes d'atténuation d'un faisceau de photons par une épaisseur de matière homogène peuvent être classés selon le schéma de la figue 15.12, où l'on distingue la diffusion (la trajectoire du photon qui a subi l'interaction change de direction) de l'absorption (tout ou partie de l'énergie du photon est transférée au milieu).

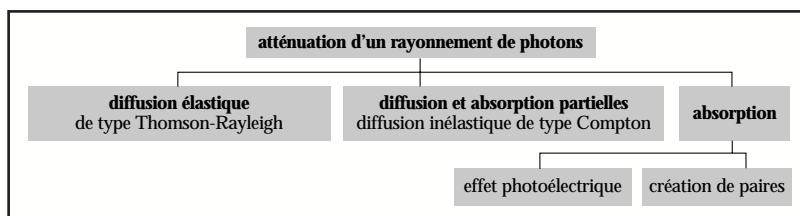
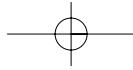


Figure 15.12
Modes d'atténuation
d'un rayonnement
de photons.

Les phénomènes de diffusion induisent un flou dans les images médicales et limitent la résolution des appareils de radiologie ou de médecine nucléaire. L'absorption d'un rayonnement de photons par les tissus est le déterminant essentiel du contraste en radiologie, mais cette absorption conduit à des artefacts en médecine nucléaire. Dans tous les cas, seuls les phénomènes d'absorption (complète ou partielle) ont pour conséquence un transfert d'énergie du rayonnement de photons vers un milieu biologique atténuant. Ce sont donc eux qui sont responsables de l'irradiation d'un patient. En pratique, il existe quatre modes d'atténuation d'un faisceau de rayons X ou γ par un tissu. Nous les détaillons dans ce qui suit.

b) La diffusion Thomson-Rayleigh

Dans le phénomène de *diffusion de type Thomson-Rayleigh*, la direction de propagation de l'onde électromagnétique associée au photon change sans diminution de l'énergie du photon. Il n'y a donc pas d'échange d'énergie entre photons et matière. Dès que l'énergie des photons dépasse 45 keV, cette interaction devient tout à fait négligeable par rapport aux autres modes d'interaction. Elle est donc peu importante en imagerie médicale, sauf dans certains types d'imagerie des tissus mous. La mammographie (imagerie du sein par transmission de rayons X) constitue une exception car la nature même du tissu à radiographier rend nécessaire l'utilisation de photons fortement absorbés, donc plus irradiants, d'énergie relativement basse (autour de 30 keV). Ce phénomène conduit à un flou que l'on tente de corriger au moyen d'une grille antidiffusante qui vibre devant le film radiographique afin d'éviter son exposition à la partie diffusée du rayonnement.



c) *L'effet photoélectrique*

L'effet photoélectrique fut décrit et modélisé pour la première fois par Albert Einstein en 1905. Il fut l'un des premiers grands succès de la toute jeune mécanique quantique et valut à son auteur le prix Nobel de physique (1921).

Dans ce phénomène, l'intégralité de l'énergie d'un photon incident est transférée à un électron de l'un des atomes du milieu atténuant. Il y a une absorption totale du photon (et donc une atténuation du faisceau). L'énergie absorbée est d'abord utilisée pour ioniser un des électrons atomiques, généralement sur une orbitale proche du noyau. Le surplus d'énergie constitue une énergie cinétique conférée à l'électron ionisé. Cet électron constituera donc une source secondaire de rayonnement ionisant en interaction avec la matière (cf. fig. 15.13).

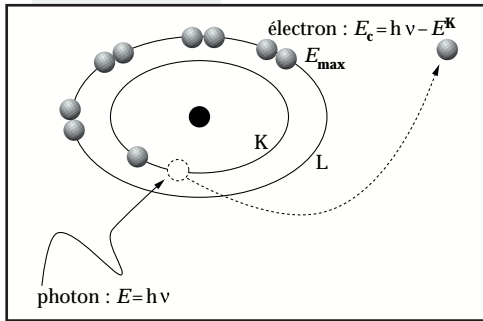


Figure 15.13
L'effet photoélectrique.

Le calcul de la section efficace par effet photoélectrique est essentiel pour les applications médicales car de lui dépend non seulement le contraste en radiologie, mais aussi une grande partie de la compréhension de la radiotoxicité des rayonnements ionisants.

En dehors d'un cadre théorique relativement simpliste (approximation de Born non relativiste), la résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas de la transition d'un électron atomique ne permet pas d'exprimer simplement de façon formelle cette section efficace en fonction du numéro atomique Z de l'absorbant et de l'énergie E des photons incidents. Cette réserve faite, on peut cependant s'en tenir à une approximation largement acceptable pour les problématiques médicales. Celle-ci aboutit à une section efficace par électron sensiblement proportionnelle à Z^3/E^3 .

On retiendra la relation approximative suivante, parfois connue sous le nom de relation de *Bragg et Pierce* (cf. fig. 15.14) :

$$\mu_{PE} = C_1 \rho \frac{Z^3}{E^3}$$

où C_1 dépend du nombre quantique principal de l'électron ionisé, μ_{PE} est le coefficient linéique d'atténuation par effet photoélectrique, ρ et Z sont la masse volumique et le numéro atomique du milieu absorbant, et E est l'énergie des photons incidents.

L'effet photoélectrique est donc prépondérant dans les milieux relativement denses et pour des énergies de photons relativement faibles. En pratique, dans les tissus biologiques, l'atténuation par effet photoélectrique est prépondérante pour les photons d'énergie comprise entre 10 et 50 keV

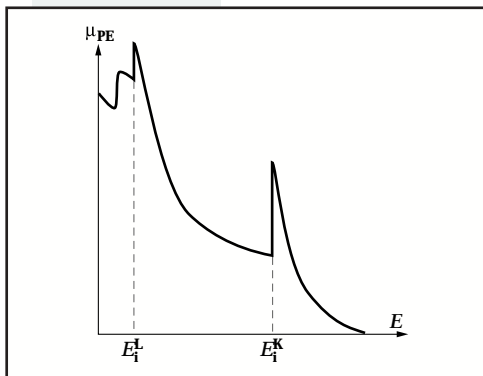
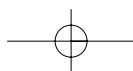


Figure 15.14 Illustration de la loi de Bragg et Pierce reliant le coefficient d'atténuation par effet photoélectrique μ_{PE} et l'énergie E des photons incidents.

est prépondérante pour les photons d'énergie comprise entre 10 et 50 keV



Propriétés physiques des rayonnements ionisants

environ. Ceci justifie l'utilisation du plomb en radiologie pour se protéger des photons dont l'énergie est de l'ordre de la centaine de keV.

On comprend donc que des photons X ou γ d'énergie relativement faible (10 à 50 keV) provoquent plus d'ionisations au sein d'un organisme vivant que des photons plus énergétiques.

d) La diffusion Compton

La diffusion inélastique Compton consiste en l'absorption d'une partie seulement de l'énergie d'un photon incident par un électron atomique ou par un électron libre. Dans le premier cas, comme dans l'effet photoélectrique, cet électron atomique est ionisé et emporte sous forme d'énergie cinétique la différence entre l'énergie perdue par le photon et l'énergie d'ionisation. En revanche, le photon incident ne perdant pas toute son énergie, un photon sera émis après l'interaction, portant une énergie E' plus faible que celle du photon incident et se dirigeant dans une direction en général différente de la direction initiale (cf. fig. 15.15).

En écrivant les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, on peut constater que la direction θ et l'énergie $E' = h c / \lambda'$ du photon diffusé sont reliées par la relation suivante, où m est la masse de l'électron :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m c} (1 - \cos \theta)$$

soit :

$$\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{m c^2} (1 - \cos \theta)$$

On constate donc que plus l'énergie E du photon incident est élevée, plus le photon résultant de l'interaction est diffusé préférentiellement vers l'avant.

Dans les tissus biologiques, l'effet Compton prédomine dès que l'énergie des photons incidents dépasse 30 à 50 keV, ce qui est le cas en radiothérapie. En revanche, le coefficient massique d'atténuation par effet Compton, μ_c / ρ ne décroît que lentement lorsque l'énergie du photon augmente et dépend peu du matériau atténuateur. L'effet Compton est responsable d'artefacts (flous) lors de la plupart des examens de radiologie ou de médecine nucléaire, ainsi que d'une part significative de l'irradiation subie par les patients. On peut considérer l'effet photoélectrique comme essentiel au contraste des images radiographiques alors que l'effet Compton dégrade l'examen.

e) La création de paires

La création de paires est un phénomène marginal dans le domaine médical. Il s'agit de la matérialisation d'un photon en un électron et un positon. Ce phénomène peut se produire dans le champ électrostatique d'un noyau, mais il n'est possible que si l'énergie du photon incident est

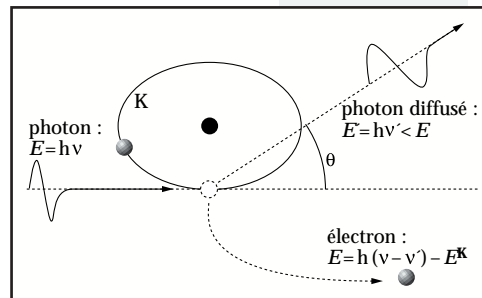


Figure 15.15 Illustration de la diffusion inélastique d'un photon par effet Compton.

supérieure à 2 fois l'énergie constituée par la masse au repos de deux électrons. Ceci nécessite donc des photons dont l'énergie dépasse 1,02 MeV, ce qui est rarement le cas dans les applications biomédicales.

f) La réaction photonucléaire

Enfin, pour être complet, notons qu'il est possible, qu'un photon soit absorbé par un noyau atomique, qui devient alors excité. Ce phénomène, qui est souvent associé à l'émission d'un proton ou d'un neutron, est appelé *réaction photonucléaire*. Il nécessite alors des énergies de plusieurs MeV et il est donc marginal dans le domaine des énergies utilisées pour les applications biomédicales

g) Bilan

Globalement, effet photoélectrique, effet Compton et création de paires aboutiront finalement à l'excitation ou à l'ionisation d'électrons.

Comme nous l'avons évoqué à propos des rayonnements particulaires, ceci pourra avoir pour conséquence la rupture de liaisons covalentes, la production de radicaux libres et la dénaturation de certaines protéines.

L'occurrence préférentielle des divers modes d'atténuation en fonction de l'énergie du photon incident (E en keV) et du numéro atomique Z du milieu atténuateur est illustrée par la figure 15.16 où deux courbes tracent les lignes d'équiprobabilité des effets.

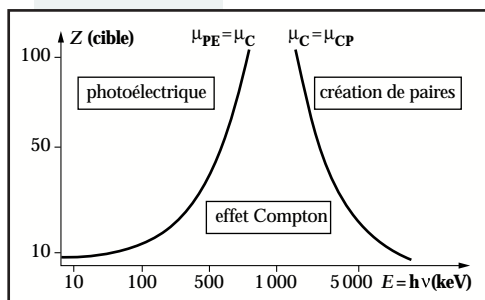


Figure 15.16 Illustration schématique représentant les domaines où un mode d'atténuation est prépondérant, variable en fonction du numéro atomique de l'absorbant et de l'énergie des photons incidents.

POUR CONCLURE

Les principales applications médicales des rayonnements ionisants recouvrent la radiobiologie (avec ses applications : la radiothérapie et la radioprotection) et l'imagerie médicale (radiologique ou scintigraphique). Les faisceaux de particules chargées interagissent par voie électrostatique et provoquent des irradiations d'autant plus superficielles que les particules sont lourdes. Les photons ionisants sont utilisés pour obtenir des irradiations plus profondes, en radiothérapie transcutanée. En imagerie médicale, les photons utilisés interagissent de façon aléatoire, principalement par effet photoélectrique (ce qui crée le contraste en radiologie) et par effet Compton (ce qui génère des flous, tant en radiologie qu'en scintigraphie). Le signal mesuré en médecine nucléaire est un rayonnement de photons γ , que ce soit en imagerie monophotonique (isotopes émetteurs γ) ou en imagerie en coïncidence (isotopes émetteurs β^+ et paires de photons γ émis, dans un deuxième temps, après annihilation du positon).